UEBER DIE ELLIPTISCHE
POLARISATION DES LICHTS
BEI REFLEXION
AN KRYSTALLOBERFLÄCHEN.

INAUGURAL-DISSERTATION

DER

MATHEMATISCHEN UND NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

KAISER-WILHELMS-UNIVERSITÄT STRASSBURG

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VORGELEGT VON

ERNST ALBERT SCHENCK

AUS TILSIT.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG.

DRUCK VON METZGER & WITTIG.

1882.

Die folgenden Untersuchungen wurden im physikalischen Institut der Universität Strassburg angestellt. Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. Kundt, der mich dabei immer so freundlich mit Rath und That unterstützte, spreche ich dafür meinen herzlichsten Dank aus.

Unter den Körpern, welche die Lichtstrahlen von ihrer Oberfläche elliptisch polarisirt reflectiren, sind die „Körper mit Oberflächenfarben“ vorzugsweise interessant, weil sie für einzelne Strahlenpartien sich wie Metalle, für andere wie durchsichtige Substanzen verhalten. Die ersten Untersuchungen dieser Körper in Bezug auf elliptische Polarisation stellten Stokes[1]) und van der Willigen[2]) an. Aus neuerer Zeit sind hervorzuheben namentlich die Arbeit von E. Wiedemann[3]), welcher auch die Beziehung zu den Oberflächenfarben näher behandelt, sowie die Arbeiten von Glan[4]) und Wernicke[5]).

In den genannten, wie auch in allen übrigen Arbeiten über elliptische Polarisation überhaupt, sind immer nur die spiegelnden Flächen isotroper, fester wie flüssiger Körper, Gegenstand der Untersuchung. Die Arbeiten über Krystallreflexion, die wir unter anderen Seebeck[6]), Neumann[7]) und de Sénarmont[8]) verdanken, betreffen nur die Inten-

1) Stokes, Phil. Mag. **6.** p. 393. 1853; Pogg. Ann. **91.** p. 301. 1854.

2) van der Willigen, Pogg. Ann. **117.** p. 464. 1862.

3) E. Wiedemann, Pogg. Ann. **151.** p. 1. 1874.

4) Glan, Pogg. Ann. **155.** p. 1 u. 258. 1875; **156.** p. 235. 1875; Wied. Ann. **7.** p. 321 u. 640. 1879.

5) Wernicke, Pogg. Ann. **159.** p. 198. 1876; Wied. Ann. **3.** p. 126. 1878.

6) Seebeck, Pogg. Ann. **21.** p. 290. 1830 u. **22.** p. 126. 1831.

7) Neumann, Abh. d. Berl. Acad. p. 1. 1835.

8) de Sénarmont, Ann. de chim. et de phys. (III.) **20.** 1845. Pogg. Ann. Ergbd. **2.** p. 513. 1845.

sitätsänderungen des reflectirten Lichtes, ohne Berücksichtigung von Phasendifferenzen. Um daher unsere Kenntniss in dieser Beziehung etwas zu erweitern, habe ich bei einigen absorbirenden, optisch einaxigen Krystallen die Ellipticität der von den verschiedenen Flächen reflectirten Lichtstrahlen zu messen versucht.

1. Zuvörderst kam es mir darauf an, eine Methode zu finden, mit welcher man auch bei weniger gut reflectirenden, natürlichen Flächen Gangunterschiede und Amplitudenverhältnisse zu messen im Stande ist. Unter den bisher angewandten ist die Methode des Babinet'schen Compensators entschieden die exacteste: sie eignet sich aber eigentlich nur für homogenes Licht. Allgemeiner anwendbar ist die Methode von de Sénarmont, namentlich in der Ausbildung, die ihr E. Wiedemann[1]) gegeben hat. Wenn hierbei auch durch Einführung eines Spectroskops im Ocularrohre genaue Farbenfixirung ermöglicht ist, so gelang es mir bei einem Probeversuche doch nicht immer, besonders in dem blauen Theile des Spectrums, einen recht scharfen Interferenzstreifen zu bekommen.

Die von mir angewandte Methode beruht nun darauf, die vorhandenen Gangunterschiede durch Drehen eines Krystallplättchens um eine zum Gange der Lichtstrahlen senkrechte Axe zu compensiren. Die Theorie einer solchen Methode ist bereits 1868 von Ditscheiner[2]) angegeben, hat aber bisher keine weitere praktische Anwendung gefunden. Ditscheiner stellt eine parallel zur optischen Axe geschnittene Quarzplatte derart zwischen Collimator und das mit einem Spectroskop versehene Fernrohr, dass die optische Axe senkrecht — oder auch parallel — zur Einfallsebene zu stehen kommt. Dreht man nun den Quarz um diese seine Axe und führt zugleich die beiden, $\parallel$ und $\perp$ zur Einfallsebene polarisirten Strahlen auf eine Polarisationsebene zurück, so erscheinen dem in das Fernrohr blickenden Auge dunkele Streifen im Spectrum an den Stellen, an

1) E. Wiedemann, Pogg. Ann. **151.** p. 1. 1874.
2) Ditscheiner, Wien. Ber. **2.** p. 561. 1868.

welchen der Gangunterschied des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles je nach der Stellung des Polarisators $(2n+1)\lambda/2$ oder $2n\lambda/2$ beträgt.

Ist das auf den Quarz fallende Licht bereits vorher elliptisch polarisirt, so werden jene Streifen verschoben erscheinen. Durch Drehen des Quarzes kann man sie dann wieder in ihre erste Lage zurückführen und aus der Grösse des Drehungswinkels den gesuchten Gangunterschied berechnen.

Will man die Methode in dieser Weise anwenden, so kommt es vor allem darauf an, die optische Axe des Quarzes genau normal einzustellen. Da dieses nicht ohne Schwierigkeiten sein würde, eine senkrecht zur Axe geschnittene Quarzplatte aber die Polarisationsebene dreht, so habe ich den Quarz durch eine senkrecht zur optischen Axe geschnittene Kalkspathplatte ersetzt. Man könnte einwenden, dass eine solche Platte nur sehr schwer hinreichend dünn und zugleich planparallel zu schneiden sei. Indessen kann ich sagen, dass die von mir benutzte, welche ungefähr 0,14 mm dick von Halle in Potsdam gearbeitet war, jene Ansprüche ziemlich vollkommen erfüllte, sodass eine kleine Convergenz der beiden Flächen durch das Drehen nach beiden Seiten vollständig genügend aus den Resultaten eliminirt werden konnte.

2. Die Anordnung des Apparates, Fig. 1, welcher für die im Princip angegebene Methode benutzt wurde, war nun die folgende. Der Hauptapparat bestand aus einem Spectrometer, dessen Collimatorrohr C feststand, während das Fernrohr F, fest verbunden mit dem Theilkreis T in der Mitte, um die Axe Z gedreht werden konnte.

Der Spalt des Collimators wurde durch ein kleines, 1 mm bis 1,5 mm im Durchmesser habendes Loch a ersetzt, welches sich genau in den Brennpunkt der Linse b einstellen liess. Hinter der Linse b befand sich ein um eine horizontale Axe drehbares Nicol'sches Prisma P, welches einen verticalen Theilkreis trug, auf dem man die Stellung gegen einen festen Index c bis auf Grade genau ablesen konnte.

Da das Spectrometer auch für Messungen nach der

Methode des Babinet'schen Compensators eingerichtet war, so hatte das Fernrohr *F* als vordere Fortsetzung seines Lagers noch eine Schiene *d*, in welche sonst eben jener Compensator eingeschoben werden konnte. An dessen Stelle wurde in genau derselben Weise die Vorrichtung befestigt, welche das Kalkspathplättchen trug. Auf der festen Unterlage *e* ruhte auf drei Schrauben der Theilkreis *f*, auf dem man den Nonius *g*, der vier Minuten genau ablesen liess, drehen konnte. Auf der drehbaren Axe dieses Nonius war nun wieder auf drei Schrauben ein kleiner Tisch *h* angebracht: auf ihm endlich stand ein kleiner Rahmen, in welchen vermittelst zweier Federn die Kalkspathplatte *K* eingelassen werden konnte.

In dem dieser Einrichtung folgenden Fernrohre befand sich zunächst das wie *P* eingerichtete analysirende Nicol'sche Prisma *A*. Dann kam als Objectivglas, eine Cylinderlinse *i* mit verticaler Axe, in deren Brennlinie ein ziemlich enges Diaphragma *k* befestigt wurde. Endlich enthielt das Fernrohr in einer verschiebbaren Hülse das Ocular *l*, eine gewöhnliche Linse von kurzer Brennweite, sowie das Browning'sche Spectroskop zum Directsehen *m*.

Der Gang der Lichtstrahlen war bei dieser Anordnung der folgende. Die von einem Heliostaten reflectirten Sonnenstrahlen fielen auf das Loch *a* des Collimators und wurden, nachdem sie durch die Linse *b* gegangen waren, durch das Nicol *P* polarisirt. Nach Reflexion an der zu untersuchenden Fläche passirten die Strahlen hierauf die Kalkspathplatte *K*, das analysirende Nicol *A* und die Cylinderlinse *i*, welche sie zu einer feinen Lichtlinie zusammenzog. Diese Lichtlinie wurde durch das Spectroskop *m* in ihre Farben zerlegt und die Ocularhülse so verschoben, dass die Fraunhofer'schen Linien recht scharf für das dahinter befindliche Auge hervortraten.

Die Anwendung der Cylinderlinse hatte den grossen Vortheil, dass das Sichtbarwerden der Fraunhofer'schen Linien ziemlich unabhängig war von der Dicke des bei *a* eintretenden Strahlenbündels. Das Loch *a* konnte eine viel grössere Breite haben als der sonst übliche Spalt, und jene

Linien waren doch äusserst scharf sichtbar. Die einfallende Lichtmenge konnte mithin eine viel bedeutendere sein: und dieses war bei den oft nur schlecht reflectirenden Flächen, die ich zu untersuchen hatte, absolute Nothwendigkeit. Die diffusen Strahlen wurden durch das Diaphragma *k* abgehalten.

Häufig wurde vor die kleine Oeffnung *a* noch eine Sammellinse gestellt, die die Sonnenstrahlen in *a* vereinigte. Bei gut reflectirenden Spiegeln wurde dadurch die Helligkeit und Schärfe des Spectrums bedeutend vermehrt; bei unebenen Flächen hingegen hatte die grössere Menge diffusen Lichtes, die dabei auftrat, eine viel grössere Undeutlichkeit zur Folge.

3. Die Untersuchung des elliptisch polarisirten Lichtes wurde nun in folgender Weise angestellt. Um die Drehaxen des Apparates genau senkrecht zu den Rohraxen stellen zu können, wurde an die Stelle der Cylinderlinse eine gewöhnliche Linse, und an die Stelle der das Spectroskop enthaltenden Hülse eine andere mit Ocular und beleuchtbarem Fadenkreuze gesetzt. Vermittelst einer planparallelem Glasplatte wurde dann in bekannter Weise die Axe des Fernrohrs senkrecht gestellt zu seiner Drehungsaxe. Um ferner auch die Drehaxen des Nonius und des Kalkspaths parallel zu stellen zur Drehaxe des Fernrohrs, wurde der Kalkspath ebenso benutzt, wie die planparallele Glasplatte: die Einstellung geschah dabei durch Verstellen der drei Schrauben, auf denen der Theilkreis *f*, und der drei Schrauben, auf denen das Tischchen *h* ruhte. Damit war die Justirung sämmtlicher Axen vollendet.

Die Polarisationsebene des polarisirenden Nicols *P* wurde dadurch bestimmt, dass man die Glasplatte, welche vorher zur Justirung gebraucht war, senkrecht zur Fernrohraxe auf dem Spectrometertische stehen liess und nun diesen Tisch zugleich mit dem Fernrohr so weit drehte, dass die von *a* ausgehenden Strahlen von der Glasplatte nahe unter dem Polarisationswinkel in das Fernrohr zurückgeworfen wurden. Unter Weglassung des Nicols *A* wurde *P* so lange gedreht, bis das Spiegelbild von *a* im Fern-

rohr möglichst ausgelöscht erschien. Die Polarisationsebene von P stand dann senkrecht zur Einfallsebene, oder die von a ausgehenden Strahlen fielen unter einem Azimuth Null auf die reflectirende Fläche. Bei den Versuchen wurde dieses Azimuth gewöhnlich auf 45° gebracht.

Die in Bezug auf elliptische Polarisation zu untersuchende Fläche wurde hierauf in der Mitte des Spectrometertisches befestigt und durch Spiegelung parallel ihrer Drehungsaxe gestellt. Bei unebenen Krystallflächen war dabei natürlich von einem scharfen Spiegelbilde der Oeffnung a nicht die Rede. Man musste sich dann damit begnügen, das Fadenkreuz auf die hellste Stelle des diffusen Lichtflecks einzustellen.

Zu den eigentlichen Beobachtungen wurde das gewöhnliche Fernrohr wieder durch die Einrichtung mit Cylinderlinse und Spectroskop ersetzt. Durch ein gleichzeitiges Drehen des Nonius g mit der Kalkspathplatte und des Nicols A hatte man einen dunkeln Streifen in das Spectrum gelangen zu lassen; derselbe wurde auf eine Fraunhofer'sche Linie gerückt und hier auf grösste Dunkelheit gebracht.

Darauf wurde die Kalkspathplatte durch ihre Normalstellung hindurch nach der anderen Seite so weit gedreht, dass der demselben Gangunterschied entsprechende Streifen wieder an dieselbe Stelle des Spectrums fiel. Beidemal wurde die Stellung des Nonius g auf dem Theilkreise f abgelesen. Die Differenz beider Einstellungen dividirt durch zwei gab den Einfallswinkel e des Strahles auf der compensirenden Platte. Bei weiterem Drehen derselben traten natürlich immer neue Streifen in das Spectrum; ich habe hier gewöhnlich nur die beiden ersten benutzt. Die dunkeln Streifen zeigten an, dass an diesen Stellen des Spectrums die beiden Hauptcomponenten des Strahles einen Gangunterschied von $2n\lambda/2$, resp. $(2n+1)\lambda/2$ erhalten hatten; ferner dass seine Polarisationsebene senkrecht stand auf der Polarisationsebene des Nicol'schen Prismas A.

Es mag beiläufig bemerkt werden — ohne dass indess

auf eine nähere Discussion eingegangen wird —, dass bei gut reflectirenden Spiegeln sich mit der beschriebenen Methode auch sehr gut bei homogenem Lichte (Natronflamme) arbeiten lässt. Zu dem Zwecke braucht man nur das Spectroskop m herauszunehmen und das Loch a durch einen breiteren Spalt zu ersetzen, sonst aber nichts zu verändern. Stellt man vor denselben eine homogene Flamme, so erblickt das Auge durch das Fernrohr einen breiten, hellen Streifen, in dessen Mitte bei geeigneter Stellung von Kalkspath und Nicol sich ein feiner dunkler Streif befindet, der sich sehr scharf einstellen lässt.

4. Bevor wir weiter auf die Bestimmung der Ellipticität aus den Beobachtungen eingehen, müssen wir noch eine Fehlerquelle der Methode besprechen. Eine jede durchsichtige, planparallele Platte, durch die ein Lichtstrahl schräg hindurchgeht, schwächt die Intensitäten der senkrecht und parallel zur Einfallsebene schwingenden Componenten in verschiedenem Grade, sodass eine grosse Anzahl solcher Platten die eine ganz vernichtet und daher als Polarisator benutzt werden kann. So wird auch in unserem Falle durch die Kalkspathplatte das Amplitudenverhältniss der auf sie fallenden Strahlen geändert werden, und zwar um so mehr, je mehr die Kalkspathplatte gedreht ist. Es fragt sich nur, ob die bei unseren Untersuchungen gebrauchten Einfallswinkel e auf dem Kalkspath nicht so klein werden, dass jene dadurch eintretende Aenderung des Amplitudenverhältnisses unter den Beobachtungsfehlern liegt.

Wir haben hier übrigens eigentlich nicht eine einzige Platte, weil ja der Kalkspath noch auf einer planparallelen Glasplatte befestigt sein muss. Da jedoch der Brechungsexponent des Kittes — Canadabalsam — von dem des Glases und Kalkspaths sehr wenig abweicht, so wird die Genauigkeit nicht beeinträchtigt werden, wenn wir das Ganze in Bezug auf die durchgehenden Strahlen als eine planparallele Platte betrachten.

Bezeichnet dann φ das Polarisationsazimuth des auf eine solche Platte fallenden Strahles, e den Einfallswinkel, b den Brechungswinkel, so wird das Azimuth φ' des

austretenden Strahles nach Fresnel berechnet aus der Gleichung:

$$\operatorname{tg} \varphi' = \cos^2 (e - b) \operatorname{tg} \varphi .$$

Durch Differentiation nach φ ergibt sich hieraus, dass das Maximum von $\varphi - \varphi'$ gegeben wird durch:

$$\operatorname{tg} (\varphi - \varphi') = \tfrac{1}{2} \sin (e - b) \operatorname{tg} (e - b).$$

Die Differenz $\varphi - \varphi'$ wird mithin um so grösser, je mehr $e - b$, also auch e wächst. Bei der von mir angewandten Plattendicke war, wenn noch der zweite der bei der Drehung auftretenden Streifen gemessen wurde, das Maximum, welches e — übrigens nur sehr selten — erreichte, etwa $14\frac{1}{2}^0$. Nehmen wir dann als mittleren Brechungsexponenten einen Werth 1,7 an — der sicher noch viel zu gross ist —, sodass also:

$$\frac{\sin e}{\sin b} = 1{,}7 , \quad \text{ferner: } e = 15^0 ,$$

so erhalten wir nach Ausrechnung der letzten Formel:

$$\varphi - \varphi' = 20' 30''.$$

Das ist also die Aenderung des Azimuthes im ungünstigsten Falle. Da bei dem Nicol'schen Prima, welches bei meinen Versuchen die aus der Kalkspathplatte austretenden Strahlencomponenten wieder auf eine Polarisationsebene zurückführte, sich nur Grade genau ablesen liessen, so war dieser Fehler ohne den geringsten Einfluss: wenigstens konnte ich einen Unterschied der Nicolstellungen bei dem ersten und zweiten dunkeln Streifen absolut nicht wahrnehmen. Wenn bei einer genaueren Eintheilung des Nicolkreises jener Fehler doch zu gross erscheinen sollte, so braucht man das Amplitudenverhältniss allein durch Einstellung des ersten Streifens zu bestimmen. Bei meiner Plattendicke erreicht e dann nur $9\frac{1}{2}^0$. Nur wenn der Kalkspath sehr viel dünner ist, kann der Fehler leicht ein zu bedeutender werden.

5. In einer Kalkspathplatte werden schräg gegen die optische Axe einfallende Strahlen in zwei parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componenten zerlegt. Diese pflanzen sich mit ungleicher Geschwindigkeit fort, und zwar erhält der in der Einfallsebene polarisirte Strahl eine Verzögerung gegen den anderen. Bezeichnet e den Einfalls-

winkel des Strahles auf der Platte, v und v_1 die beiden Hauptgeschwindigkeiten des Lichts im Kalkspath, d die Dicke der Platte, so wird für eine senkrecht zur Axe geschnittene Kalkspathplatte jene Verzögerung Δ ausgedrückt durch die Gleichung:

$$\Delta = \frac{d}{v}(\sqrt{1 - v^2 \sin^2 e} - \sqrt{1 - v_1^2 \sin^2 e}).$$

Wir nennen in Folgendem den Gangunterschied, bei welchem die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente gegen die in der Einfallsebene polarisirte eine Verzögerung erlitten hat, einen positiven Gangunterschied, den Gangunterschied, bei dem das Umgekehrte der Fall ist, einen negativen. Nach dieser Festsetzung wird das Δ für Kalkspath eine negative Grösse.

Gehen nun Lichtstrahlen, nachdem sie vom Nicol P unter einem Azimuth von 45^0 polarisirt sind, direct, ohne Reflexion, durch Kalkspath und Fernrohr, so werden sie, wenn der Kalkspath sich in seiner Normalstellung befindet, von dem gegen P gekreuzten Nicol A ausgelöscht werden. Wir wollen diesen ganzen Quadranten des Nicolkreises A, dessen Mitte durch die gegen P gekreuzte Stellung bezeichnet wird, den Quadranten I nennen, den ihm anliegenden den Quadranten II.

Dreht man bei gekreuzter Nicolstellung die Kalkspathplatte aus ihrer Normalstellung heraus, so passiren vom Violett zum Roth schwarze Streifen das Spectrum, welche an allen den Stellen auftreten, für die der Gangunterschied:

$$\Delta = -n\lambda$$

ist, wo n jede ganze Zahl sein kann. Wird dagegen das Nicol A parallel P gestellt, so wird eine andere Reihe von Streifen erscheinen, für welche:

$$\Delta = -(2n + 1)\frac{\lambda}{2}.$$

Jetzt falle reflectirtes Licht auf die Kalkspathplatte, und zwar mögen die beiden Hauptcomponenten des Strahles durch die Reflexion einen Gangunterschied x erhalten haben. Dann liegt im Spectrum, so lange das analysirende

Nicol im Quadrant I steht, ein Interferenzstreifen an den Stellen, wo:

(1) $$-\Delta + x = \pm n\lambda.$$

Steht aber Nicol A im Quadranten II, so sind die dunkeln Stellen bedingt durch die Gleichung:

(2) $$-\Delta + x = \pm (2n+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Will man die Beobachtungen so darstellen, dass bei der Reflexion Gangunterschiede grösser als $\pm\lambda/2$ nicht zugelassen werden, so ist x aus den Gleichungen (1) und (2) in jedem Falle eindeutig bestimmt, indem stets derjenige Werth aller möglichen Wurzeln der Gleichungen zu nehmen ist, welcher zwischen $+\lambda/2$ und $-\lambda/2$ liegt.

Die obigen Gleichungen geben für senkrechte Incidenz einen Gangunterschied von einer halben Welle. Die meisten Physiker (Jamin, Quincke etc.), welche sich mit der elliptischen Polarisation bei der Reflexion beschäftigten, haben indess ihre Beobachtungen bei isotropen Substanzen so dargestellt, dass der Gangunterschied bei senkrechter Incidenz gleich Null genommen wird. Im Grunde ist das ja nur eine verschiedene Art der Anschauung, je nachdem man das Azimuth des Strahles vor und nach der Reflexion auf eine im Raume oder eine im Strahle feste Richtung bezieht. Will man in Uebereinstimmung mit den früheren Beobachtern bleiben, so hat man jene Gleichungen zu vertauschen, d. h. bei Stellung des Nicols A im Quadrant I ist:

(I) $$-\Delta + x = \pm (2n+1)\frac{\lambda}{2},$$

im Quadrant II ist:

(II) $$-\Delta + x = \pm n\lambda.$$

So wenig uns diese Darstellungsweise auch gerechtfertigt erscheint, wollen wir uns in Folgendem doch derselben anschliessen und die Werthe von x aus den Gleichungen (I) und (II) berechnen, unter der Annahme, dass x nicht grösser als $\pm\lambda/2$ sein soll.

Ausserdem gibt das Azimuth des Nicols A in bekannter Weise das Amplitudenverhältniss der senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisirten Componenten nach der Reflexion.

Ist φ dieses Azimuth, so ist das gesuchte Amplitudenverhältniss:

$$\operatorname{tg}\varphi.$$

6. In den auf p. 11 angegebenen Ausdruck für Δ geht die Dicke d der Kalkspathplatte als Constante ein. Dieselbe lässt sich leicht durch die Methode selbst bestimmen. Fällt das von a ausgehende Licht direct, ohne vorher durch Reflexion verändert zu sein, auf Kalkspath und Fernrohr, und ist bei gekreuzter Nicolstellung der n. Interferenzstreifen etwa auf die Fraunhofer'sche Linie D gerückt, so wissen wir, dass:

$$\frac{d}{v}\left(\sqrt{1 - v^2 \sin^2 e} - \sqrt{1 - v_1^{\,2} \sin^2 e}\right) = n\lambda_D.$$

Hieraus ist aber d vollständig bestimmt. Ich erhielt aus zehn verschiedenen Einstellungen bei meiner Platte:

$$d = 0{,}1433\,\text{mm};$$

die grösste Abweichung betrug 0,002.

7. Um die Brauchbarkeit der angegebenen Methode zu erproben, wurden zunächst an einem Fuchsinspiegel Messungen angestellt. Der Spiegel war hergestellt durch schnelles Uebergiessen einer erwärmten Glasplatte mit alkoholischer Fuchsinlösung; er wurde ziemlich lange Zeit nach der Bereitung untersucht.

Damit man die Genauigkeit der Methode beurtheilen kann, will ich hier auch die Werthe aller beobachteten Grössen angeben. Es wurden dabei zwei Interferenzstreifen benutzt, und zwar immer je der erste, welcher bei den beiden verschiedenen Nicolstellungen auftrat. Die Indices 1 und 2 beziehen sich daher auf die Quadranten I und II, in welchen der Nicolkreis sich bei dem betreffenden Streifen befand. Die Messungen geschahen bei einer Reihe von Einfallswinkeln und für sechs verschiedene Stellen des Spectrums.

In der folgenden Zusammenstellung der Resultate enthält Tabelle I die beobachteten Einfallswinkel e auf der Kalkspathplatte, Tabelle II die daraus berechneten Gangunterschiede x in Wellenlängen ausgedrückt, für jeden der beiden benutzten Streifen; Tabelle III gibt die Winkel φ an, unter welchen das Nicol A die beiden Strahlencomponenten wieder auf eine Polarisationsebene zurückführte. In

Tabelle IV findet man die aus den beiden Beobachtungsreihen erhaltenen Mittelwerthe für x und $\operatorname{tg}\varphi$; in Tabelle V die durch Interpolation gefundenen Werthe des Haupteinfallswinkels J, sowie des Hauptamplitudenverhältnisses $\operatorname{tg}\Phi$.

Fuchsinspiegel.

Tabelle I.

Werthe für e_1 und e_2.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	e_1	e_2	e_1	e_2	e_1	e_2	e_1	e_2	e_1	e_2	e_1	e_2
34°45½′	10°17′	1°34′	9°50′	2°24′	9°25′	2°54′	9°12′	3°26′	9°24′	4°27′	—	—
39° „	10°21′	1°45′	9°56′	2°45′	9°34′	3°20′	9°25′	4° 1′	9°50′	5° 8′	—	—
44° „	10°25′	1°56′	10° 2′	3° 7′	9°48′	3°53′	9°44′	4°38′	10° 9′	5°50′	13° 4′	—
49° „	10°38′	2°30′	10°11′	3°40′	10°4′	4°34′	10° 5′	5°19′	10°26′	6°35′	13° 1′	10°26′
54° „	10°35′	2°25′	10°31′	4°21′	10°20′	5° 9′	10°25′	5°54′	10°45′	6°52′	12°32′	9°47′
59° „	10°55′	3°16′	10°52′	5° 8′	10°46′	5°53′	10°45′	6°25′	11° 1′	7°10′	12°24′	9° 3′
64° „	11°40′	5°46′	11°25′	6°13′	11°12′	6°39′	11° 4′	7° 5′	11° 5′	7°28′	11°40′	8°43′
69° „	13°15′	8°44′	12°10′	7°28′	11°37′	7°18′	11°20′	7°25′	11°12′	7°40′	11°40′	8°28′
74° „	14° 0′	9°32′	12°40′	8°18′	11°58′	7°51′	11°35′	7°45′	11°15′	7°46′	11°38′	8°18′
79° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11°27′	8°16′
84° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	11°22′	8° 1′

Berechnet man hieraus A und dann x nach den Formeln (I) und (II) auf p. 14, so ergibt sich, dass der Gangunterschied für C bis $F\frac{1}{2}G$ positiv, für G aber negativ ist.

Tabelle II.

Werthe für x_1 und x_2.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x_1	x_2	x_1	x_2	x_1	x_2	x_1	x_2	x_1	x_2	x_1	x_2
34°45½′	0,012	0,013	0,028	0,032	0,047	0,051	0,072	0,080	0,140	0,143	—	—
39° „	019	016	038	041	065	069	099	109	200	192	—	—
44° „	026	019	049	053	093	093	140	145	246	247	−0,178	—
49° „	049	030	065	073	125	129	187	192	288	314	−0,188	−0,154
54° „	041	028	103	103	159	164	233	235	337	342	−0,299	−0,257
59° „	077	052	143	144	215	215	280	279	378	373	−0,325	−0,364
64° „	159	162	210	211	273	273	327	340	389	395	−0,444	−0,409
69° „	349	369	305	304	332	330	367	372	408	426	−0,444	−0,442
74° „	446	441	372	376	382	381	406	406	416	438	−0,450	−0,464
79° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	−0,480	−0,469
84° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	−0,498	−0,500

Wie man sieht, ist die Uebereinstimmung beider Werthe für D, E und F eine ziemlich befriedigende. Bei C, $F\frac{1}{2}G$

und G war die Einstellung des Streifens eine viel schwierigere, und es ist darauf zurückzuführen, dass die Abweichungen bisweilen bedeutender werden.

Tabelle III.

Werthe für φ_1 und φ_2.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	φ_1	φ_2	φ_1	φ_2	φ_1	φ_2	φ_1	φ_2	φ_1	φ_2	φ_1	φ_2
34°45½′	35,7°	35,8°	36,1°	36,2°	35,6°	35,7°	34,1°	33,5°	28,2°	27,5°	—	—
39° „	30,9°	30,0°	33,6°	33,4°	33,0°	32,8°	30,0°	30,3°	27,2°	27,0°	—	—
44° „	27,8°	27,8°	29,8°	30,0°	29,4°	29,6°	28,3°	28,5°	25,7°	26,9°	22,0°	—
49° „	21,5°	22,9°	26,2°	26,3°	26,4°	26,9°	26,5°	27,4°	31,4°	28,4°	12,0°	26,0°
54° „	12,4°	16,2°	22,5°	21,9°	24,9°	24,7°	25,9°	27,3°	32,5°	31,8°	14,2°	17,0°
59° „	9,2°	8,8°	18,3°	18,1°	22,5°	22,9°	27,3°	27,0°	—	33,4°	13,6°	23,0°
64° „	3,3°	5,7°	15,3°	15,7°	22,6°	22,8°	28,6°	28,2°	35,3°	37,3°	22,5°	24,2°
69° „	12,8°	11,1°	16,1°	16,8°	25,0°	25,3°	31,0°	31,8°	40,0°	38,5°	25,8°	27,4°
74° „	18,6°	20,7°	19,9°	19,8°	28,0°	27,7°	34,5°	34,4°	42,7°	41,3°	34,3°	35,1°
79° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	36,9°	36,0°
84° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	41,2°	41,8°

Da die Zehntelgrade nur geschätzt sind, so darf die Uebereinstimmung bei meiner Kreistheilung für D, E und F wohl befriedigen; bei C war die Einstellung besonders in der Nähe des Polarisationswinkels sehr ungenau, daher die grösseren Abweichungen. Jedenfalls zeigt sich durchaus nicht, dass φ_1 öfter kleiner als φ_2 ist als umgekehrt $\varphi_2 < \varphi_1$; dieses müsste aber der Fall sein, wenn der in § 4 erwähnte Fehler von irgend welcher Bedeutung wäre.

Tabelle IV.

Werthe für x und $\operatorname{tg}\varphi$.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$
34°45½′	0,012	0,720	0,030	0,730	0,049	0,717	0,076	0,669	0,141	0,528	—	—
39° „	017	587	039	662	067	647	104	580	196	511	—	—
44° „	022	527	051	575	093	565	142	540	246	494	−0,178	0,625
49° „	039	386	069	493	127	501	189	509	301	575	−0,171	350
54° „	034	255	103	408	161	462	234	501	339	628	−0,278	279
59° „	064	158	143	328	215	418	279	512	375	659	−0,344	333
64° „	160	079	210	277	273	418	333	540	392	735	−0,426	431
69° „	358	215	304	295	331	469	369	610	417	817	−0,441	501
74° „	443	357	374	361	381	528	406	686	427	901	−0,457	692
79° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	−0,474	739
84° „	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	−0,499	884

Tabelle V.
Werthe für J und tg Φ.

	C	D	E	F	$F\frac{1}{2}G$	G
J	67°1′	66°53′	62°45′	56°39′	45°7′	53°26′
tg Φ	0,073	0,261	0,394	0,496	0,492	ca. 0,265

Das Resultat, dass in dem äussersten Violett nicht dieselbe Componente verzögert wird, wie bei den übrigen Farben, ist ein sehr Auffallendes. Doch dürfte es kaum einer fehlerhaften Beobachtung zuzuschreiben sein, da der entgegengesetzte Gang der Zahlen in beiden Reihen ein zu regelmässiger ist. Freilich waren die Messungen sehr schwierige, und bei kleinem i wurden sie überhaupt unmöglich, weil dann bei jeder Stellung von Nicol und Kalkspath ein dunkler Streifen bei G auftrat; es scheint dann also Licht von dieser Farbe gar nicht mehr reflectirt zu werden. In der Mitte zwischen $F\frac{1}{2}G$ und G war immer eine Stelle, an welcher sich überhaupt nichts messen liess.

Da jene Thatsache auch eine specielle Eigenart meines, schon ziemlich alten Spiegels sein konnte, so untersuchte ich noch einen anderen, frischeren Spiegel in Bezug auf diesen Punkt, fand aber dieselbe Erscheinung. Ein Stahlspiegel dagegen zeigte bei G dasselbe positive Verhalten des Gangunterschiedes, wie bei den übrigen Farben.

Nach den Untersuchungen Jamin's[1]) finden wir positive Reflexion im allgemeinen bei Körpern, deren Brechungsexponent grösser als 1,48, negative, bei denen er kleiner als 1,43 ist; dazwischen liegen eine Reihe ganz neutraler Substanzen. Betrachtet man nun die Zahlen, welche Wernicke[2]) für die Brechungsexponenten bei festem Fuchsin findet, so ist in der That $n(G) = 1{,}31$, während für A, B, C und H $n > 1{,}48$ wird. Danach würde eine negative Verzögerung bei G durchaus mit den Jamin'schen Resultaten übereinstimmen. Indessen gibt Wernicke nicht mehr den

1) Jamin, Ann. de chim et de phys. III. **29.** 1851; Pogg. Ann. Ergbd. **3.** p. 232. 1851.

2) Wernicke, Pogg. Ann. **155.** p. 93. 1875.

Brechungsexponenten von F an. Da letzterer bei Fuchsinlösungen aber immer $< n(G)$ gefunden wurde, so müsste eigentlich auch schon F negativ verzögert werden. Weitere Untersuchungen werden daher erst lehren können, in wie weit man die Beobachtungen Jamin's auf diesen Fall anwenden kann.

Auf die Eigenthümlichkeiten der übrigen Farben wollen wir hier nicht näher eingehen, sondern verweisen dazu auf die beigefügten Curventafeln Fig. 2, I und I_a. Die Curven stellen Gangunterschiede und Amplitudenverhältnisse in ihrer Abhängigkeit vom Einfallswinkel dar: letztere sind auf der Abscisse, erstere auf den resp. Ordinaten abgetragen. Die diesen beigeschriebenen Zahlen bedeuten Hundertstel der betreffenden Grössen.

Ein Vergleich meiner Beobachtungen mit den von E. Wiedemann[1]) für Fuchsin angegebenen zeigt bei C, D und E einen ganz ähnlichen Gang, während bei F und $F\frac{1}{2}G$ wesentliche Verschiedenheiten auftreten. Ebenso sind die von mir gefundenen Werthe für J und tg Φ anders als die von E. Wiedemann gefundenen. Wahrscheinlich ist es eine ungleiche Beschaffenheit des Fuchsinspiegels, die solchen Verschiedenheiten zu Grunde liegt.

Dabei ist indessen zu bemerken, dass E. Wiedemann in seinen Zahlen und Curven den Gangunterschied bei senkrechter Inzidenz nicht, wie er ursprünglich annimmt, gleich Null, sondern gleich $\lambda/2$ setzt. Der allgemeine Verlauf meiner Curven wird dadurch natürlich ein den seinigen gerade entgegengesetzter.

8. Nachdem durch die Untersuchung des Fuchsinspiegels die Brauchbarkeit der Methode erwiesen, wurden an zwei optisch einaxigen Krystallen, Rothgültigerz und Magnesiumplatincyanür, die Messung der Ellipticität des reflectirten Lichtes vorgenommen. Da die einzelnen Flächen des ersten nur geringe Verschiedenheiten zeigten, so waren die Messungen bei ihm auch viel weniger ausgedehnt, als bei Magnesiumplatincyanür.

1) E. Wiedemann, Pogg. Ann. **151.** p. 25. 1873.

Das Rothgültigerz krystallisirt im hexagonalen System. Der von mir benutzte Krystall war ein Prisma, von welchem drei Flächen ziemlich gut ausgebildet waren. Es wurde eine Fläche senkrecht zu den Prismenflächen angeschliffen, ferner auch die eine Prismenfläche etwas blank gerieben, sodass beide ziemlich gut spiegelten. Um eine aus diesen Schliffen etwa hervorgehende Neigung der Fläche gegen die optische Axe zu eliminiren, wurde sie in zwei aufeinander senkrechten Stellungen untersucht; doch waren die Verschiedenheiten nur sehr unbedeutende.

In der folgenden Tabelle sind nun gleich die durch Rechnung aus den beobachteten e und φ gefundenen Werthe für x und $\operatorname{tg}\varphi$ angegeben. Dieselben sind, wie vorhin, die Mittel aus zwei verschiedenen Beobachtungsreihen.

Rothgültigerz.

Basisfläche.

Tabelle I.

Werthe für x und $\operatorname{tg}\varphi$.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$
54°40′	0,013	0,456	0,022	0,477	0,028	0,494	0,032	0,518	0,046	0,554	0,050	0,584
59° „	023	338	028	359	039	388	049	415	063	444	070	479
64° „	033	223	044	246	056	283	070	313	088	346	102	371
69° „	097	093	095	117	106	159	122	206	140	244	161	303
74° „	403	116	374	109	307	116	274	152	260	200	253	287
79° „	464	306	452	302	435	281	409	282	384	315	354	368
84° „	479	582	476	573	473	559	452	547	434	561	418	563

Tabelle II.

Werthe für J und $\operatorname{tg}\Phi$.

	C	D	E	F	$F\frac{1}{2}G$	G
J	72°8′	72°26′	73°14′	73°52′	74°15′	74°31′
$\operatorname{tg}\Phi$	0,024	0,034	0,058	0,124	0,164	0,285

Den Gang der Grössen x und $\operatorname{tg}\varphi$ bringen die dafür gezeichneten Curven in Fig. 2, II und II_a am besten zur Anschauung. Die Curven, welche die Gangunterschiede darstellen, verlaufen für C und D ähnlich wie bei durchsichtigen

Körpern, indem sie in der Nähe des Haupteinfallswinkels plötzlich steil ansteigen. Bei den übrigen Farben werden die Curven dann immer abgerundeter, je mehr die Wellenlänge abnimmt; keine Farbe zeigt ein besonders eigenthümliches Verhalten. Ebenso sind auch die Curven für die Amplitudenverhältnisse von auffallender Gleichmässigkeit. Haupteinfallswinkel und Hauptazimuth nehmen auch regelmässig zu mit abnehmender Wellenlänge, ohne, wie bei Fuchsin, ein Maximum oder Minimum zu zeigen.

Die Untersuchung der Prismenfläche ergab im Gange der gesuchten Grössen keine wesentliche Verschiedenheit von der Basis. Die Messungen wurden für zwei verschiedene, zu einander senkrechte Stellungen des Prismas angestellt. Zuerst stand die optische Axe senkrecht zur Einfallsebene, dann ihr parallel; beide Einstellungen erreichte man durch Spiegelung der Oeffnung a zuerst an zwei Prismenflächen, dann an Prisma und Basis.

Prismenfläche.

Tabelle III.

Werthe für x u. $\mathrm{tg}\,\varphi$, wenn optische Axe senkrecht zur Einfallsebene.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$
54°40′	0,025	0,431	0,033	0,441	0,041	0,468	0,047	0,475	0,048	0,475	0,034	0,491
59° „	037	306	044	333	058	358	069	396	060	412	057	404
64° „	062	200	067	216	083	257	093	281	100	308	088	315
69° „	198	091	189	123	191	158	188	207	185	260	200	329
74° „	416	158	377	160	357	184	322	216	312	257	280	321
79° „	457	344	443	336	432	342	418	257	403	382	380	426

Tabelle IV.

Werthe für x und $\mathrm{tg}\,\varphi$, wenn optische Axe in der Einfallsebene.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$	x	$\mathrm{tg}\,\varphi$
54°40′	0,012	0,418	0,026	0,431	0,034	0,447	0,041	0,477	0,038	0,492	0,045	0,49
59° „	022	298	037	323	049	346	059	366	068	400	069	404
64° „	053	182	070	229	096	287	105	257	119	300	129	356
69° „	184	082	193	112	180	149	186	185	179	223	212	287
74° „	408	164	390	160	350	173	326	203	318	244	313	306
79° „	463	348	451	344	434	331	418	352	408	384	395	412

Der Gang der Zahlen ist im allgemeinen ganz wie in Tab. I bei der Basis; im einzelnen zeigt aber in beiden Fällen der Gangunterschied für C und D ein weniger sprungartiges Wachsen in der Nähe des Haupteinfallswinkels, als es bei der Basis der Fall war. Die — hier nicht gezeichneten — Curven würden mithin für die verschiedenen Farben einander noch ähnlicher verlaufen. Haupteinfallswinkel und Hauptamplitudenverhältniss ergeben sich für alle Farben ein wenig grösser als bei der Basis.

Eine Untersuchung des Rothgültigerzes im durchgehenden, polarisirten Lichte zeigt, wenn die optische Axe in der Polarisationsebene der Strahlen liegt, eine fast gleichmässige Absorption aller Farben von einer Stelle des Spectrums, etwa bei $C\frac{1}{3}D$ an, sodass also nur die rothen Strahlen durchgelassen werden. Liegt die Polarisationsebene senkrecht zur optischen Axe, so wird auch das Roth etwas verdunkelt, während sich sonst nichts ändert. Die Einfachheit des Absorptionsspectrums stimmt also mit der Einfachheit im Verhalten des reflectirten Lichtes überein; und es ist auch klar, warum im ersten Falle die Curve für Roth ähnlich verläuft wie bei durchsichtigen Körpern, im zweiten dagegen etwas weniger steil. Dass die Curve für D noch ein ähnliches Verhalten zeigt, wie die für C, scheint anzudeuten, dass bei geringerer Dicke des Krystalls gelbe Strahlen auch noch durchgelassen werden.

Ein Zusammenhang zwischen der Absorption und den Grössen J und tg Φ lässt sich nicht übersehen.

9. Wesentlich verschieden vom Rothgültigerz und bedeutend complicirter zeigte sich die Ellipticität des reflectirten Lichtes bei dem anderen von mir untersuchten Krystalle von Magnesiumplatincyanür.

Das Magnesiumplatincyanür krystallisirt im quadratischen System in der Form eines Prismas zweiter Ordnung $\infty P\infty$, in Combination mit Basis $0P$ und einer Pyramide erster Ordnung P. Das von mir benutzte Exemplar war sehr schön ausgebildet und hatte ziemlich ebene Flächen, die indessen lange nicht so gut spiegelten, wie die bisher untersuchten. Daher war die Einstellung des Interferenzstreifens eine sehr

viel schwierigere, besonders in der Nähe des Haupteinfallswinkels, wo die Intensität des reflectirten Lichtes oft beinahe Null wurde. Die beiden parallelen Beobachtungsreihen stimmten auch lange nicht so gut überein, wie bei den früheren Körpern, ebenso lässt der unregelmässige Gang einiger Curven auf manche Beobachtungsfehler schliessen.

Der Krystall wurde in sechs verschiedenen Stellungen untersucht, je nach der Lage der optischen Axe zur Einfallsebene. So kamen auf die Basis eine, auf das Prisma drei und auf die Pyramidenfläche zwei verschiedene Reihen von Beobachtungen.

Magnesiumplatincyanür.

1) Basisfläche.

Tabelle I. (Curventaf. III u. III_a.)

Werthe für x u. tg φ. Die Gangunterschiede sind durchweg negativ.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	$-x$	tg φ	$-x$	tg φ	$-x$	tg φ	$-x$	tg φ	$-x$	tg φ	$-x$	tg φ
31°50′	0,002	0,591	0.004	0,549	0,016	0,439	0,060	0,386	0,160	1,460	0.000	0,810
36° „	026	451	018	420	028	356	102	269	202	392	004	830
41° „	023	317	024	288	057	200	211	182	248	477	003	851
46° „	056	182	036	184	119	128	300	214	278	361	003	1,122
51° „	098	070	090	065	320	096	381	281	302	356	009	235
56° „	411	066	444	102	439	194	425	394	336	280	068	192
61° „	471	187	479	233	461	327	435	501	356	217	104	308
66° „	491	311	488	374	476	451	465	582	405	167	205	103
71° „	495	466	494	490	497	563	481	679	422	084	261	0,983
76° „	503	594	502	598	496	649	493	740	429	099	310	857
81° „	509	713	501	726	499	759	499	798	505	043	380	824

Tabelle II.

Werthe für J und tg Φ.

	C	D	E	F	$F\frac{1}{2}G$	G
J	54°14′	54°2′	50°0′	44°0′	42°10′	71°12′
tg Φ	0,009	0,021	0,071	0,160	1,482	1,000?

Auf eine nähere Erörterung dieser Tabellen und der danach in III und III_a gezeichneten Curven will ich hier nicht eingehen, sondern zuerst die bei Untersuchung der anderen Flächen gefundenen Zahlen angeben. Die Resultate lassen sich dann viel besser im Zusammenhange übersehen.

2) Prismenfläche.

a) Optische Axe in der Einfallsebene. Die Einstellung des Krystalls wurde in bekannter Weise durch Spiegelung der Oeffnung a an Prisma und Basisfläche gemacht. Da das Spiegelbild aber immer nur ein diffuser Lichtfleck war, so konnte die Einstellung natürlich nicht sehr genau werden.

Tabelle III. (Curventaf. IV u. IV$_a$).

Werthe für x u. tg φ. Die Gangunterschiede sind durchweg positiv.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ
26° 10′	0,005	1,428	0,000	1,921	0,129	3,732	0,256	3,132	0,484	1,677	0,532	0,27
30° „	009	280	009	775	129	558	256	059	484	651	529	32
35° „	004	257	006	664	129	172	287	2,763	481	664	532	26
40° „	011	0,935	014	428	150	2,818	294	621	492	643	512	22
45° „	017	798	017	158	160	551	318	414	480	505	498	31
50° „	022	654	018	099	171	311	310	290	479	423	497	27
55° „	026	466	023	0,845	180	050	324	032	490	271	497	—
60° „	039	313	029	743	194	1,789	337	1,881	489	196	480	45
65° „	159	084	047	380	219	558	358	645	496	175	489	65
70° „	366	088	088	187	243	372	376	498	489	204	500	76
75° „	488	281	364	102	290	200	404	346	495	150	492	80
80° „	475	490	444	360	349	021	442	196	500	069	492	87
85° „	485	729	477	654	427	032	471	072	489	018	492	88

Da bei G im Bereiche der möglichen Beobachtungen die Grösse x immer nur um den Werth $\lambda/2$ schwankt, so ist ein Urtheil darüber unmöglich, inwieweit die Abweichungen von diesem Werthe nur Beobachtungsfehler sind oder nicht. Ich möchte sie wohl für solche halten und habe daher in solchen Grenzfällen auch Werthe von x behalten, die sich als ein wenig grösser als $\lambda/2$ ergaben.

Tabelle IV.

Werthe für J und tg Φ.

	C	D	E	F	$F\frac{1}{2}G$	G
J	67°22′	73°6′	70°55′	ca. 22°	sehr klein	sehr klein
tg Φ	0,000	0,035	1,340?	3,226?	$?>1$	?

b) Optische Axe senkrecht zur Einfallsebene. Die Einstellung geschah durch Spiegelung der Oeffnung a an zwei anstossenden Prismenflächen. Da die Intensität der reflec-

tirten Strahlen für alle Farben immer eine sehr geringe war, so waren die Messungen in diesem Falle ganz besonders schwierige. Der Interferenzstreifen zog gewöhnlich nur wie ein verschwommener Schatten über das Spectrum.

Tabelle V. (Curventaf. V u. V_a).

Werthe für x und $\operatorname{tg}\varphi$.

Die Gangunterschiede sind theils negativ, theils positiv.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$	x	$\operatorname{tg}\varphi$
30°10′	−0,045	0,392	+0,013	0,329	−0,121	0,196	−0,242	0,209	−0,435	0,298	+0,341	0,845
40° „	+0,018	283	−0,007	236	−0,100	149	−0,204	158	−0,345	180	+0,359	380
50° „	−0,041	135	−0,012	098	−0,078	086	−0,152	089	−0,265	094	−0,469	164
55° „	−0,091	084	+0,005	042	−0,073	037	−0,130	038	−0,229	061	−0,389	102
58°14′	0,000	047	0,000	005	0,000	000	0,000	009	0,000	034	0,000	055
60°10′	+0,465	063	+0,475	044	+0,432	020	+0,372	038	+0,152	049	+0,040	098
65° „	+0,510	176	+0,509	149	+0,418	110	+0,374	107	+0,300	119	+0,096	229
70° „	+0,483	283	+0,481	255	+0,444	207	+0,395	203	+0,338	211	+0,214	340
75° „	+0,486	362	+0,487	392	+0,449	327	+0,418	329	+0,376	350	+0,258	416
80° „	+0,492	577	+0,486	543	+0,461	494	+0,441	494	+0,415	512	+0,360	705

Dieser Fall zeigt ganz besondere Eigenthümlichkeiten. Für die meisten Farben ist die Verzögerung je nach der Grösse des Einfallswinkels zuerst eine negative, dann eine positive; dazwischen gibt es einen Einfallswinkel, bei welchem die reflectirten Strahlen gar keine Phasendifferenz erhalten. Die Curven V für E, F, $F\frac{1}{2}G$ und G bestehen daher alle aus zwei Aesten, einem negativen und einem positiven, zwischen denen ein sprungweiser Uebergang stattfindet. Der negative Zweig wird immer länger, je mehr die Wellenlänge abnimmt; bei G scheint sogar, wenn die sehr schwierigen Messungen nicht täuschen, die Curve aus drei Aesten zu bestehen. Bei C und D dagegen ist die negative Verzögerung eine ganz unwesentliche, und ihr Auftreten wohl nur auf Beobachtungsfehler zurückzuführen; die Curven sind dann nur wenig von den entsprechenden in Taf. III und IV verschieden.

Die Amplitudenverhältnisse ändern sich bei allen Farben ziemlich gleichmässig und erreichen ein fast verschwindendes

Minimum unter dem Einfallswinkel, bei welchem der Gangunterschied wahrscheinlich Null wird. Ich habe diesen Einfallswinkel empirisch dadurch zu bestimmen gesucht, dass ich Fernrohr und Krystall zugleich so weit drehte, bis das ganze Spectrum bei der Stellung Null (p. 8) des analysirenden Nikols möglichst verdunkelt war, und ein Drehen der Kalkspathplatte fast gar keine Interferenzstreifen mehr erkennen liess. So erhielt ich für diesen Winkel aus zehn verschiedenen Einstellungen den Werth 58° 14′. Das Eigenthümlichste ist in diesem Falle, dass das Minimum des Hauptamplitudenverhältnisses für die meisten Farben nicht mit einem Gangunterschied $\lambda/4$, sondern mit einem Gangunterschied Null zusammenfällt. Haupteinfallswinkel im gewöhnlichen Sinne gibt es dann hier im allgemeinen zwei, einen für $x = -\lambda/4$ und einen anderen für $x = +\lambda/4$. Da dieselben sich aber nur ungenau durch Interpolation bestimmen lassen, und man auch wenig aus ihnen erkennen kann, so will ich sie hier nicht angeben.

c) Optische Axe unter 45° gegen die Einfallsebene geneigt. Die Einstellung geschah folgendermassen. Es wurde mit dem Transporteur recht genau ein rechter Winkel auf ein Stück Pappe gezeichnet und dieses dann zwischen Collimatorrohr und Spectrometertisch so befestigt, dass das aus dem Rohre austretende Strahlenbündel gerade parallel AB die Pappe ein wenig streifte. Sollte nun die Prismenfläche des Krystalls genau senkrecht auf diesem Strahlenbündel, und zugleich die Prismenkannte unter 45° gegen die Einfallsebene geneigt stehen, so musste offenbar der Theil des Strahles, welcher von der Basis reflectirt werden konnte, gerade $\perp AB$ reflectirt werden, d. h. BC streifen. Durch eine kleine Biegung der Pappe konnte man dieses ziemlich gut sehen und die Einstellung auf diese Weise machen. Ganz besonders genau konnte sie natürlich nie werden.

Tabelle VI. (Curventaf. VI und VI$_a$).

Werthe für x und tg φ. Die Gangunterschiede sind positiv, nur G macht theilweise eine Ausnahme.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ
30°10′	0,000	0,851	0,000	0,813	0,009	0,891	0,008	0,983	0,008	1,065	—	—
40° „	014	664	001	692	016	810	029	929	012	130	—	—
50° „	012	396	002	514	024	724	038	897	034	204	−0,158	3,331
55° „	061	272	004	406	042	672	062	854	044	298	−0,134	3,952
60° „	068	196	020	287	060	594	078	790	063	361	−0,150	5,913
65° „	149	068	031	171	082	543	108	784	101	439	−0,025	7,596
70° „	430	091	180	059	115	441	151	784	147	477	+0,004	15,160
75° „	461	255	431	155	191	368	205	743	200	540	+0,329	22,904
80° „	476	464	469	372	302	370	286	771	292	494	+0,485	2,747
85° „	482	680	473	620	401	547	386	857	373	284	+0,508	1,632

Tabelle VII.

Werthe für J und tg Φ.

	C	D	E	F	$F\frac{1}{2}G$	G?
J	67°22′	71°34′	77°50′	77°58′	77°56′	ca. 74°
tg Φ	0,006	0,014	0,309	0,726	1,590	∞

3) Pyramidenfläche.

a) Optische Axe in der Einfallsebene. Durch Spiegelung der Oeffnung a an Pyramide und Basis wurde die Kante zwischen beiden Flächen parallel zur Drehungsaxe des Fernrohrs gestellt.

Tabelle VIII. (Curventaf. VII und VII$_a$).

Werthe für x und tg φ.

Die Gangunterschiede sind positiv bis auf G.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ
30°	0,004	0,875	0,022	0,926	0,042	1,167	0,140	1,970	0,481	1,018	−0,033	0,289
40°	003	589	026	659	046	0,324	123	499	484	0,900	−0,303	148
50°	026	279	027	321	059	435	115	0,821	507	863	−0,447	070
55°	038	123	060	158	083	229	133	561	499	770	−0,441	079
60°	431	070	391	038	231	073	176	262	515	659	—	128
65°	482	185	464	166	431	149	329	202	522	649	−0,482	244

Tabelle IX.
Werthe für J und tg φ.

	C	D	E	F	$F\frac{1}{2}G$	G
J	56°50′	57°52′	59°22′	62°44′	sehr klein	ca. 38°
tg Φ	0,030	0,036	0,056	ca. 0,106	? > 1	0,07?

b) Einfallsebene senkrecht zur Prismenkante. Durch Spiegelung an Prisma und Pyramide wurde die Kante zwischen beiden parallel gestellt zur Drehungsaxe des Fernrohrs.

Tabelle X. (Curventaf. VIII und VIII$_a$).
Werthe für x u. tg φ. Die Gangunterschiede sind positiv bis auf G.

i	C		D		E		F		$F\frac{1}{2}G$		G	
	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ	x	tg φ?	x	tg φ
30°	—	—	—	—	—	—	0,024	1,000	0,008	1,738	−0,267	0,700
40°	0,009	0,486	0,013	0,577	0,030	0,629	046	0,983	068	2,164	−0,320	732
50°	028	294	035	340	051	460	076	798	165	1,767	−0,354	885
55°	048	167	056	222	074	331	096	669	195	1,511	−0,379	—
60°	196	052	138	082	113	202	128	532	244	1,303	−0,397	1,280
65°	435	146	405	114	269	117	184	382	283	0,854	−0,473	372
70°	476	257	475	264	435	222	283	302	331	879	−0,488	366
80°	487	635	488	582	480	561	452	509	410	795	−0,536	407

Tabelle XI.
Werthe für J und tg Φ.

	C	D	E	F	$F\frac{1}{2}G$	G
J	60°36′	62°5′	64°25′	68°18′	60°45′	ca. 25°
tg Φ	0,043	0,025	0,096	0,275	1,00?	0,68?

10. Werfen wir einen allgemeinen Blick auf die aus den Beobachtungen hervorgehenden Resultate, so tritt uns vor allem die Thatsache entgegen, dass die Jamin'sche Eintheilung der Substanzen in solche mit positiver und negativer Reflexion sich bei Krystallen nicht mehr festhalten lässt. Wir finden, je nach der Lage der optischen Axe zur Einfallsebene, bald die parallel, bald die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente gegen die anderen verzögert; oft sogar bei derselben Stellung der Axe beide Fälle je nach Farbe oder Einfallswinkel.

Auch im Verlaufe des Amplitudenverhältnisses zeigt sich eine bei isotropen Körpern nicht beobachtete Eigenthümlichkeit. Bei letzteren nämlich, soweit sie bisher untersucht sind, nimmt mit wachsendem Einfallswinkel das Amplitudenverhältniss — Verhältniss der Amplitude der senkrecht polarisirten zur Amplitude der parallel zur Einfallsebene polarisirten Componente — ab bis zu einem Minimum, um dann wieder zu wachsen, überschreitet dabei aber nie den Werth 1. Bei unserem Krystall dagegen kehrt sich für einige Farben das Verhältniss der Amplituden um, d. h. im Gegensatz zur bisherigen Erfahrung hat die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente die grössere Intensität. Bei einigen Flächen und einzelnen Farben wächst dann das Amplitudenverhältniss bis zu einem Maximum, um dann wieder zu fallen. Da die das Amplitudenverhältniss darstellende Tangente in diesem zweiten Falle im Intervall 1 bis ∞ variiren kann, so konnte der Verlauf der Curven in den betreffenden Tafeln bisweilen nur angedeutet werden.

Die Reflexion an der Basis des Magnesiumplatincyanürs ergibt für alle Farben einen negativen Gangunterschied, d. h. eine Verzögerung der parallel zur Einfallsebene polarisirten Componente gegen die andere. Es tritt in dieser Beziehung in schroffen Gegensatz zum Rothgültigerz, bei dem die Verzögerung an der Basis durchweg positiv war.

Die Curven in Taf. III, welche die Aenderung des Gangunterschiedes mit dem Einfallswinkel darstellen, zeigen für die Linien *C* und *D* das steile Aufsteigen in der Nähe des Haupteinfallswinkels, wie wir es von durchsichtigen Körpern kennen. Die anderen Curven werden immer flacher, $F\frac{1}{2}G$ und *G* verhalten sich am meisten abweichend von den übrigen. Die Curven für die Amplitudenverhältnisse in Taf. III_a verlaufen für die Linien *C* bis *F* ziemlich gleichmässig, erreichen aber für $F\frac{1}{2}G$ und *G* zum ersten mal ein Maximum; dass dasselbe für *G* nicht genau bei dem Haupteinfallswinkel eintritt, ist wohl auf Beobachtungsfehler zurückzuführen. Ueberhaupt ist für $F\frac{1}{2}G$ und *G* das Amplitudenverhältniss immer bei weitem am grössten.

Gehen wir zur Prismenfläche über, so sagt uns die

Ueberlegung, dass man bei den drei verschiedenen Stellungen des Krystalls einen Uebergang der entsprechenden Curven ineinander wahrnehmen müsse. Und dieses ist auch in der That der Fall. Die Curven Taf. IV für den Fall, dass die optische Axe in der Einfallsebene liegt, zeigen für alle Einfallswinkel durchaus positive Gangunterschiede an; für F, $F\frac{1}{2}G$ und G bleiben dieselben im Bereiche der Messungen sogar immer noch $> \lambda/4$. In Taf. VI, wo die optische Axe um 45^0 gegen die Einfallsebene geneigt ist, sind die Curven schon bedeutend herabgestiegen und haben einen sehr gleichmässigen Verlauf, der am meisten an das Rothgültigerz erinnert. Wird die Prismenfläche noch weiter sich selbst parallel gedreht, so gehen die Curven für die Gangunterschiede noch tiefer herunter und selbst ins Negative über, bis sie, wenn die optische Axe senkrecht zur Einfallsebene steht, fast ebenso weit im Negativen, wie im Positiven liegen, wie es Taf. V darstellt. Die Curven auf Taf. IV befinden sich in der That fast genau in der Mitte zwischen III und V.

Diese Curvenänderungen sind aber für die verschiedenen Farben wieder ganz verschiedene. Während die Curven für C und D nur wenig von ihrer Stelle rücken und immer dieselbe steile Form behalten, durchgehen die anderen beim Uebergange von Fall Taf. III zu V ein um so grösseres Gebiet, je mehr die Wellenlänge abnimmt, sodass sich $F\frac{1}{2}G$ und G in III und V am allermeisten von einander unterscheiden.

Die Curven, welche die Amplitudenverhältnisse bei der Reflexion an der Prismenfläche darstellen, sind viel complicirter und lassen keine solchen Uebergänge deutlich erkennen. In Taf. III_a sind sie am unregelmässigsten und scheinen viel durch Beobachtungsfehler beeinflusst zu sein. Alle überschreiten die Grenze 1, wo die Amplituden einander gleich sind, nur bei C, D und G ist grösstentheils noch die parallel zur Einfallsebene polarisirte Componente die stärkere. Während sich hier für die einzelnen Farben eine grosse Verschiedenheit zu erkennen gibt, verlaufen in Taf. V_a die Curven für alle Farben nahezu gleich; das Minimum tritt für sie bei demselben Winkel ein und ist nicht viel von 0 verschieden.

Im Falle IV_a, der die Mitte zwischen den beiden vorigen einnimmt, erscheint der Gang der Amplitudenverhältnisse jedenfalls am übersichtlichsten. Bei jedem Einfallswinkel wachsen die Amplitudenverhältnisse mit abnehmender Wellenlänge, sodass die Curven einander der Reihe nach folgen. Dabei erreichen diese für *C*, *D*, *E* und *F* ein Minimum, das für *C* und *D* nahezu 0 wird, für $F\frac{1}{2}G$ und *G* aber ein Maximum, das für $G\infty$ wird. Rothe und gelbe, wie violette Strahlen besitzen in diesem Falle also einen fast vollständigen Polarisationswinkel: bei den ersten wird aber dabei grösstentheils die parallel zur Einfallsebene polarisirte, bei violett nur die senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Componente reflectirt.

Bei der Pyramidenfläche des Krystalls sind die Curven in beiden Fällen verhältnissmässig einfach; Taf. VII erinnert am meisten an Taf. IV, was darauf zurückzuführen sein dürfte, das beide mal die optische Axe in der Einfallsebene liegt. Auch hier sind es wieder $F\frac{1}{2}G$ und *G*, die sich durch besondere Eigenthümlichkeiten auszeichnen: bei *G* scheint im Gegensatze zu allen übrigen Farben in beiden Fällen der in der Einfallsebene polarisirte Strahl der verzögerte zu sein.

Untersucht man eine parallel zur optischen Axe geschnittene Platte von Magnesiumplatincyanür im durchgehenden Licht, so zeigen sich zwei verschiedene Absorptionsstreifen, je nach der Lage der Polarisationsebene des Lichts. Fällt dieselbe in den Hauptschnitt, so sieht man einen breiten Absorptionsstreifen, welcher bei *D* scharf beginnt, bis *F* geht und hier allmählich aufhört; zwischen *F* und *G* wird etwas, aber nur wenig Licht durchgelassen, *G* ist wieder ganz dunkel. Steht dagegen die Polarisationsebene senkrecht zum Hauptschnitt, so zeigt sich nur ein einziger, sehr scharf begrenzter Streifen, fast genau in der Mitte zwischen *D* und *E*. In beiden Fällen werden also die Farben Roth und Gelb durchgelassen, und es ist damit der regelmässige, steile Verlauf der Curven für die Gangunterschiede bei *C* und *D* völlig in Uebereinstimmung. Bei den übrigen Farben sollte man einen Zusammenhang zwischen Absorption und Haupteinfallswinkel und Hauptamplitudenverhältniss erwarten. Wenn man sich

indessen für die letzten Grössen die Abhängigkeit von der Wellenlänge in Curven darstellt, so lässt sich doch nur sehr schwer ein solcher Zusammenhang finden. Da mir derselbe höchst unsicher erscheint, so will ich hier nicht weiter darauf eingehen.

Dass eine Verbindung zwischen elliptischer Polarisation und Absorption nicht so offen zu Tage tritt, hat wohl seinen Grund darin, dass man hier immer nur die relative Phasendifferenz und das Amplitudenverhältniss der beiden senkrecht zu einander polarisirten Lichtstrahlen misst, während bei der Untersuchung der Absorption nur die eine Componente für sich allein in Betracht kommt. Um mit den Erscheinungen der Absorption überhaupt einen Vergleich machen zu können, müsste man daher die absolute Phasenänderung einer Componente allein kennen. Wenn es gelänge, diese zu messen, sowie auch die Werthe der Brechungsexponenten des ordentlichen und ausserordentlichen Strahles in den Krystallen zu finden, so würden wir jedenfalls weitere Aufschlüsse erhalten und vor allem das Gesetz in den hier gefundenen, so complicirten Thatsachen aufdecken können.

Fig. 2. I.

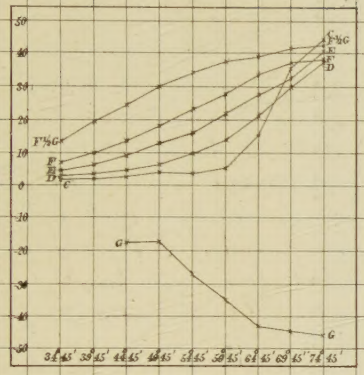


Fig. 2. Ia.

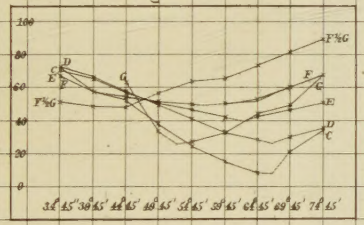


Fig. 2. II.

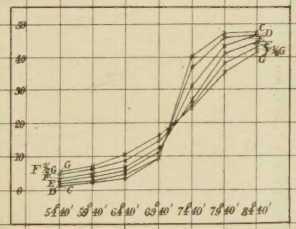


Fig. 2. IIa.

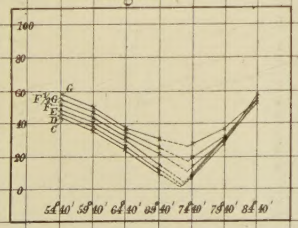


Fig. 2. III.

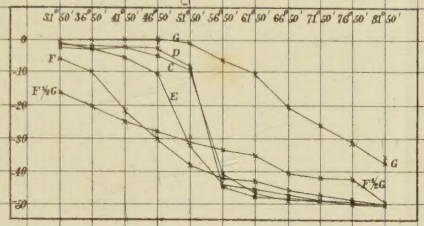


Fig. 2. IIIa.

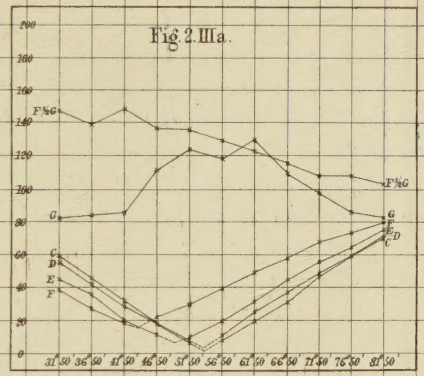


Fig. 2. IV.

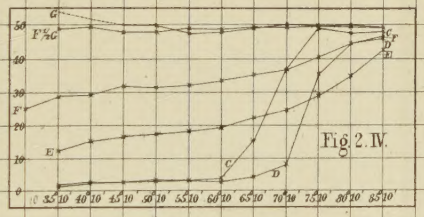


Fig. 2. IVa.

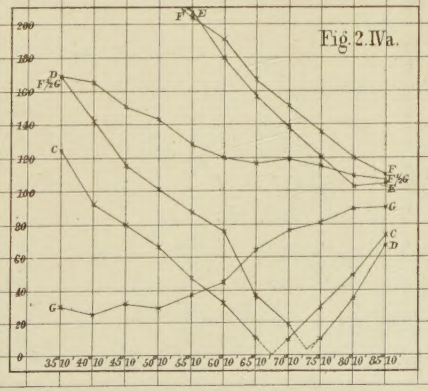


Fig. 2. V.

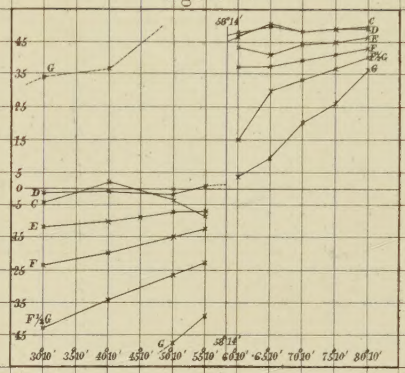


Fig. 2. Va.

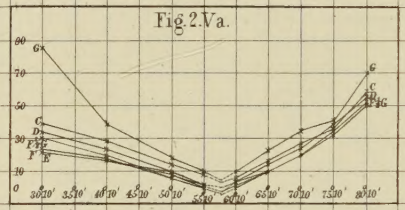


Fig. 2. VI.

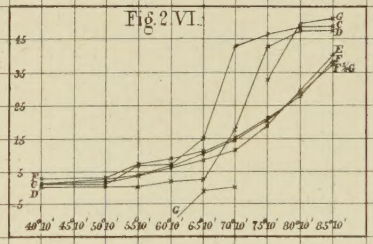


Fig. 2. VIa.

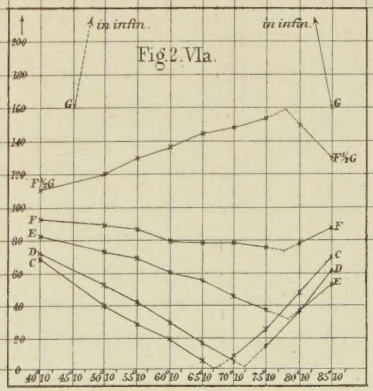


Fig. 2. VII.

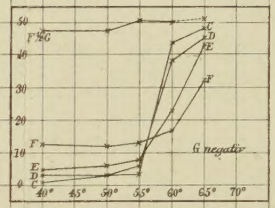


Fig. 2. VIIa.

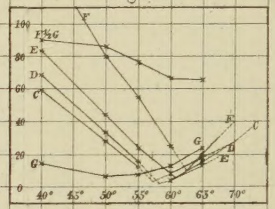


Fig. 2. VIII.

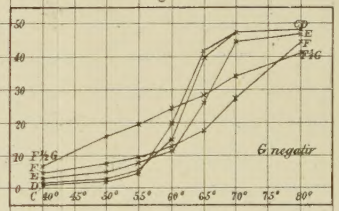
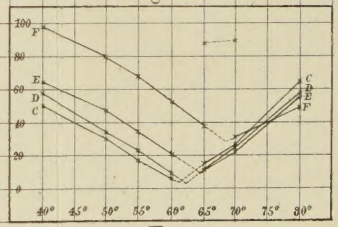


Fig. 2. VIIIa.



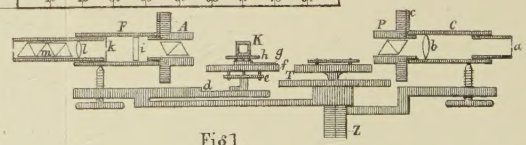


Fig 1.

LEBENSLAUF.

Ich, Ernst Albert Schenck, bin am 30. August 1858 zu Nemmersdorf bei Gumbinnen in Ostpreussen geboren, wo mein Vater das Amt eines evangelischen Pfarrers bekleidete. Meine Ausbildung erhielt ich auf dem Gymnasium zu Tilsit, an welchem ich auch am 28. August 1876 die Maturitätsprüfung bestand. Um Naturwissenschaften zu studiren, besuchte ich hierauf nach einander die Universitäten Berlin, Heidelberg und München, kehrte im Herbst 1879 nochmals nach Berlin zurück und wurde endlich im November 1880 in Strassburg immatriculirt.

Während meiner Studienzeit habe ich vorzugsweise bei den folgenden Herren Professoren Vorlesungen gehört. In Berlin bei den Herren: Aaron, Bruns, Glan, Helmholtz, Kirchhoff, Kummer, Pinner, Wangerin; in Heidelberg: K. Fischer, Pfitzer, Rosenbusch; in München: F. Klein, v. Jolly, Pringsheim, Seidel, v. Siebold; in Strassburg: Braun und Wroblewski. Ferner arbeitete ich in den physikalischen Laboratorien der Herren Professoren Beetz in München, Helmholtz in Berlin und Kundt in Strassburg.